Асимметрия гибридно-поляризованных пучков в остром фокусе

В.Д. Зайцев [1], С.С. Стафеев [1], Е.С. Козлова [1]
[1] Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королёва, 443086, Россия, г. Самара, Московское шоссе, д. 34

Аннотация

В данной работе, используя формализм Ричардса–Вольфа, мы исследуем плотность спиральности и вектор Пойнтинга гибридных векторных вихревых пучков, представляющих собой пучки с различными комбинациями топологических зарядов (порядков вихрей) и порядков поляризации. Показано, что при фокусировке оптического вихря с гибридной поляризацией как интенсивность, так и плотность спиральности не обладают радиальной симметрией, но имеют центральную симметрию. В отличие от невихревых пучков с гибридной поляризацией, наблюдается асимметрия в зонах с отрицательными и положительными значениями плотности спиральности. Например, для пучка с единичным порядком поляризации и единичным топологическим зарядом максимальные положительные значения плотности спиральности приблизительно равны половине абсолютного значения минимальных отрицательных значений. Такая асимметрия в зонах плотности спиральности ранее не наблюдалась в пучках. Также в результате исследования гибридных векторных вихревых пучков показано, что продольная компонента вектора Пойнтинга демонстрирует выраженную азимутальную асимметрию, указывающую на асимметричный продольный поток энергии в фокальной области.

Ключевые слова: оптические вихри, гибридная поляризация, уравнения Ричардса–Вольфа, острая фокусировка света.

Цитирование: **Зайцев, В.Д.** Асимметрия гибридно-поляризованных пучков в остром фокусе / В.Д. Зайцев, С.С. Стафеев, Е.С. Козлова // Компьютерная оптика. – 2026. – Т. 50, № 5. – 1977. – doi: 10.18287/COJ1977.

Citation: Zaitsev VD, Stafeev SS, Kozlova ES. Asymmetry of hybrid-polarized beams in the sharp focus. Computer Optics 2026; 50(5): 1977. doi: 10.18287/COJ1977.

Введение

В настоящее время исследователи по всему миру активно изучают пучки с неоднородной поляризацией по поперечному сечению – поляризационно-неоднородные пучки. В качестве примера таких пучков можно назвать пучки Пуанкаре [1, 2] – это поляризационно-неоднородные пучки с радиальной симметрией. Частными случаями пучков Пуанкаре являются пучки с радиальной и азимутальной поляризацией [3], а также оптические вихри (моды Гаусса–Лагерра) с круговой поляризацией [4, 5]. В [4] фокусировка пучков Пуанкаре была теоретически и численно рассмотрена с использованием формализма Ричардса–Вольфа. Было показано, что пучки Пуанкаре демонстрируют ряд уникальных явлений в фокусе, таких как наличие обратного потока энергии [6] и спин-орбитальное преобразование [7 – 9].

Также сегодня довольно много работ посвящено пучкам с гибридной поляризацией. Определение гибридной поляризации интерпретируется исследователями достаточно широко: можно найти исследования пучков, в которых поляризация изменяется с круговой на радиальную при изменении азимутального угла [10 – 12] или расстояния до оптической оси [13], цилиндрических векторных пучков с оптическими вихрями [14 – 16], пучков с поляризацией, определяемой их положением на сфере Пуанкаре [17], пучков со множественными поляризационными или фазовыми сингулярностями [18] и т. д.

Основные характеристики вышеназванных пучков уже достаточно хорошо изучены, и исследователи переключились на изучение более специфичных характеристик, например, активно исследуется в настоящее время поведение хиральности [19, 20], которая совпадает со спиральностью до множителя [21]. Спиральность пучков Пуанкаре ранее рассматривалась в [21], где было показано, что в некоторых случаях спиральность наблюдается на оптической оси пучка. Позже, в комментариях к [22], были представлены аргументы о том, что исследование [21] было ошибочным и нефизическим. В [23], используя формулы Ричардса–Вольфа, было показано, что спиральность в пучках Пуанкаре обладает радиальной симметрией и достигает своего максимального значения при $\theta = 0$ (оптический вихрь с круговой поляризацией) и отсутствует при $\theta = \pi/2$ (цилиндрический векторный пучок), в то время как ненулевые значения спиральности вдоль оптической оси были обнаружены для порядков пучка $n = 0$, 1 и 2. В [24] был проведен анализ плотности оптической спиральности в остром фокусе для четырех типов векторных пучков. Главный результат – демонстрация того, что полная спиральность (усредненная по сечению) является инвариантной относительно распространения, в отличие от спина, который подвержен спин-орбитальному преобразованию.

В данной работе мы исследовали спиральность и вектор Пойнтинга гибридного пучка. Поляризация исследуемого пучка сочетает в себе свойства радиальной и круговой поляризации, а также имеет вихревую фазу.

Было показано, что при острой фокусировке оптического вихря с гибридной поляризацией как интенсивность, так и плотность спиральности не обладают радиальной симметрией, но имеют центральную симметрию. В отличие от невихревых пучков с гибридной поляризацией, наблюдается асимметрия в зонах с отрицательными и положительными значениями плотности спиральности. Например, для пучка с единичным порядком поляризации и единичным топологическим зарядом максимум положительных значений плотности спиральности составляет приблизительно половину абсолютного значения минимума отрицательных значений. Такая асимметрия зон плотности спиральности ранее не наблюдалась в пучках. Также несимметрично себя ведет и продольная составляющая вектора Пойнтинга – она имеет вид асимметричного кольца, вдоль которого модуль продольной составляющей вектора Пойнтинга незначительно меняется.

1. Теория

Поведение света в области острого фокуса можно описать с помощью формулы Ричардса–Вольфа [25]:

$$\mathbf{U}(\rho,\psi,z)=-\frac{if}{\lambda}\int_0^{\alpha}\int_0^{2\pi}B(\theta,\varphi)T(\theta)\mathbf{P}(\theta,\varphi)\exp\left\{ik\left[\rho\sin\theta\cos(\varphi-\psi)+z\cos\theta\right]\right\}\sin\theta\,d\theta\,d\varphi, \tag{1}$$

в этом уравнении $\mathbf{U}(\rho, \psi, z)$ обозначает распределение напряженности электрического или магнитного поля в фокусе. Входное поле во входном зрачке характеризуется своей амплитудой $B(\theta, \varphi)$, где θ – полярный угол, а φ – азимутальный угол. Уравнение (1) содержит аподизацию линзы $T(\theta)$, фокусное расстояние f и волновое число $k=2\pi/\lambda$. В нашем моделировании считалось, что длина волны $\lambda=633$ нм. Максимальный полярный угол α, связанный с числовой апертурой соотношением $\mathrm{NA}=\sin\alpha$, определяет пределы интегрирования в (1). Состояние поляризации падающего электрического поля описывается вектором $\mathbf{P}(\theta, \varphi)$ [26]:

$$\mathbf{P}(\theta,\varphi)=\begin{bmatrix}1+\cos^2\varphi(\cos\theta-1)\\ \sin\varphi\cos\varphi(\cos\theta-1)\\ -\sin\theta\cos\varphi\end{bmatrix}a(\theta,\varphi)+\begin{bmatrix}\sin\varphi\cos\varphi(\cos\theta-1)\\ 1+\sin^2\varphi(\cos\theta-1)\\ -\sin\theta\sin\varphi\end{bmatrix}b(\theta,\varphi), \tag{2}$$

где $a(\theta, \varphi)$ и $b(\theta, \varphi)$ – функции, описывающие состояние поляризации x- и y-компонент фокусируемого пучка.

В данной работе рассматривается фокусировка оптического вихря с гибридной поляризацией; вектор Джонса для него имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}\boldsymbol{E}&=A(\theta)e^{in\varphi}\begin{pmatrix}-i\sin m\varphi\\ \cos m\varphi\end{pmatrix},\\ \boldsymbol{H}&=A(\theta)e^{in\varphi}\begin{pmatrix}\cos m\varphi\\ -i\sin m\varphi\end{pmatrix},\end{aligned} \tag{3}$$

где m – порядок гибридного векторного пучка (порядок поляризации), n – топологический заряд оптического вихря, функция $A(\theta)$ описывает радиально-симметричную амплитуду начального светового поля в зависимости от полярного угла θ . Такая поляризация, сочетающая в себе свойства азимутальной и круговой поляризации, рассматривалась ранее в [26]. Было показано, что такую поляризацию можно получить с помощью векторных волновых пластин и четвертьволновых пластин. Интенсивность рассчитывалась как сумма квадратов модулей компонент напряженности электрического поля:

$$I=I_x+I_y+I_z=|E_x|^2+|E_y|^2+|E_z|^2. \tag{4}$$

Продольная составляющая вектора Пойнтинга рассчитывалась по формуле:

$$P_z=\frac{1}{2}Re[(\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{H}^*)_z]=\frac{1}{2}Re\left(E_xH_y^*-E_yH_x^*\right). \tag{5}$$

Плотность спиральности в фокусе будет рассчитана по формуле [27]:

$$\eta=-\frac{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}}{2\omega}\mathrm{Im}(\mathbf{E}^*\cdot\mathbf{H}). \tag{6}$$

Ниже мы опустим множитель перед мнимой частью в выражении (6), но учтем знак.

2. Моделирование

Численное моделирование в данном исследовании осуществлялось путем вычисления интеграла Ричардса–Вольфа (1) в среде MATLAB. В расчетах предполагалось, что длина волны фокусируемого света $\lambda=0{,}633$ мкм, фокусировка осуществляется апланатическим объективом с числовой апертурой $\mathrm{NA}=0{,}95$.

На рисунках ниже показано, как меняется интенсивность (4) и плотность спиральности (6) при фокусировке пучка (3) в зависимости от топологического заряда вихря (рис. 1) или порядка пучка (рис. 2). На рис. 1 топологический заряд изменялся от единицы до тройки, а порядок поляризации был равен единице. На рис. 2 порядок поляризации менялся от двойки до четверки, а топологический заряд бы фиксирован и равен единице.

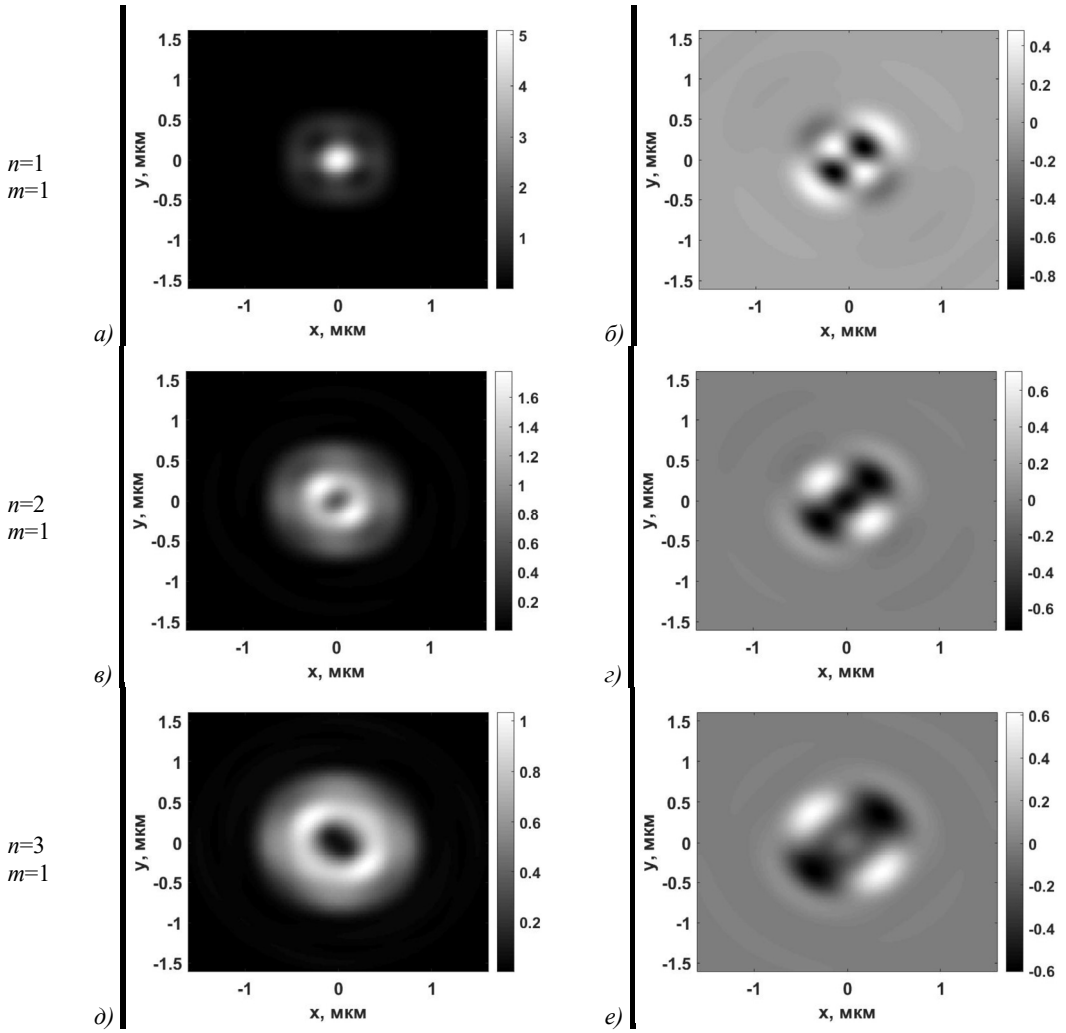


Рис. 1. Интенсивность (а, в, д) и спиральность (б, г, е) для гибридного пучка с топологическим зарядом n = 1 (а, б), n = 2 (в, г), n = 3 (д, е) и порядком поляризации m = 1

Как видно из рис. 1 – 2, плотность спиральности ведет себя иначе, чем в [23] – спиральность не совпадает с интенсивностью, а число локальных минимумов спиральности соответствует 2*m*. Интересно, что при фокусировке пучка (3) как интенсивность, так и плотность спиральности не обладают радиальной симметрией, но обладают центральной симметрией. Отсутствие радиальной симметрии ранее наблюдалось в пучках Пуанкаре (пучки с цилиндрической векторной поляризацией, как частные случаи пучков Пуанкаре), но плотность спиральности для них сохраняла радиальную симметрию [23]. Плотность спиральности для невихревых пучков (3) ранее рассматривалась в работе [28], в которой было показано, что плотность спиральности не обладает радиальной симметрией, сохраняя при этом центральную симметрию. Однако для невихревых пучков (3) в работе [28] зоны с отрицательными значениями плотности спиральности соответствовали зонам с положительными значениями плотности спиральности. В терминах абсолютных значений плотности спиральности эти зоны совпадали, т.е. абсолютные значения максимумов и минимумов плотности спиральности в соседних зонах были одинаковыми. Однако для вихревых пучков с гибридной поляризацией (3) это свойство нарушается. Например, на рис. 1*б* максимальные положительные значения плотности спиральности составляют приблизительно половину абсолютного значения минимальных отрицательных значений. Такая асимметрия в зонах плотности спиральности ранее не наблюдалась в пучках.

Аналогичным образом с помощью формализма Ричардса–Вольфа моделировалось поведение вектора Пойнтинга.

На рис. 3 показано распределение интенсивности (суммарной и ее составляющих) при фокусировке пучка (3) с $(n, m) = (2, 1)$.

Из рис. 3 видно, что фокальная картина, сформированная пучком (3) с топологическим зарядом оптического вихря $n = 2$ и порядком $m = 1$, представляет собой кольцо неравномерной интенсивности. Центр кольца обладает ненулевой интенсивностью, что является следствием вклада продольной компоненты, как видно на рис. 3*г*. В фокусном пятне поперечные компоненты, изображенные на рис. 3*б* и 3*в*, вносят одинаковый вклад в общую интенсивность. Ранее данная асимметрия уже отмечалась авторами в работе [23]. Однако ранее не изучалось поведение продольной

составляющей вектора Пойнтинга (5) для пучков (3). Рапределение отдельных составляющих вектора Пойнтинга для пучка (3) с топологическим зарядом оптического вихря $n=2$ и порядком $m=1$ приведено на рис. 4 (рис. 4*а* и 4*б* соответствуют поперечным компонентам, а рис. 4*в* – продольной компоненте).

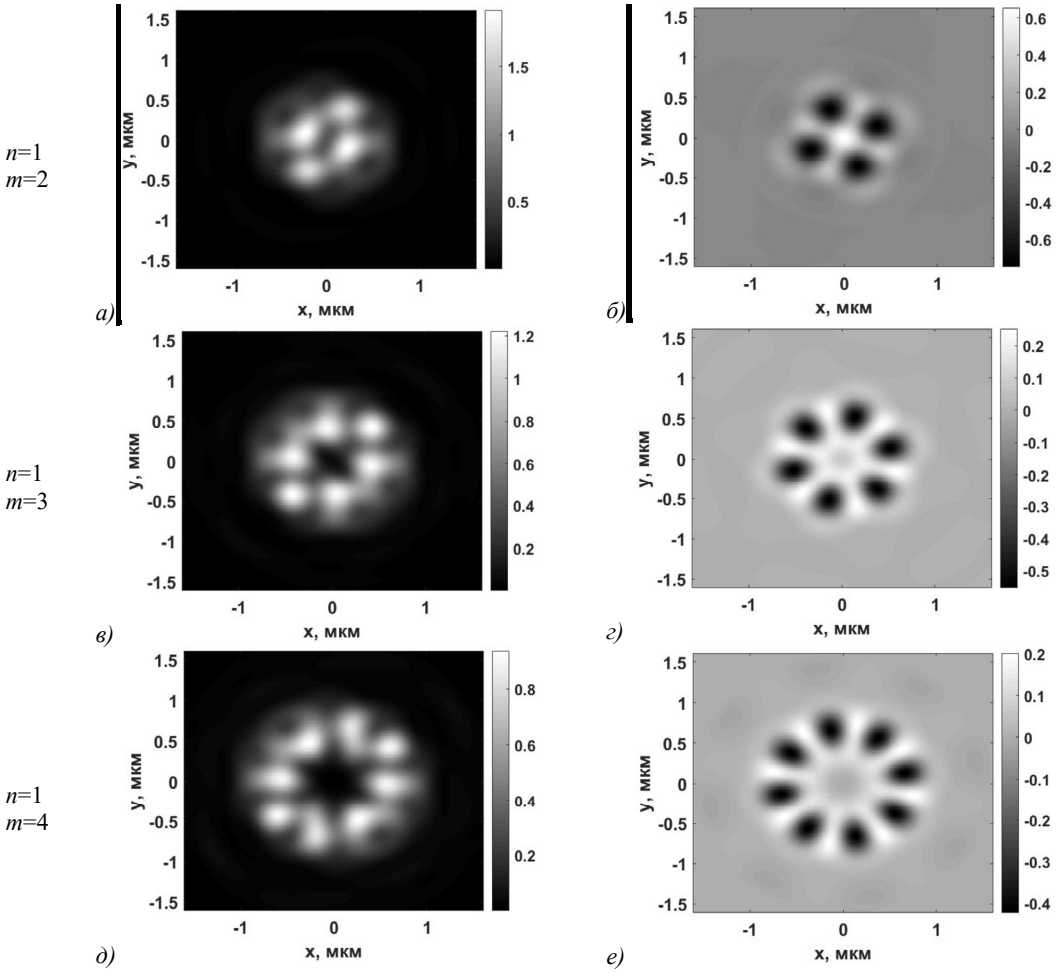


Рис. 2. Интенсивность (а, в, д) и спиральность (б, г, е) для гибридного пучка с топологическим зарядом n = 1 и порядком поляризации m = 2 (а, б), m = 3 (в, г), 4(д, е)

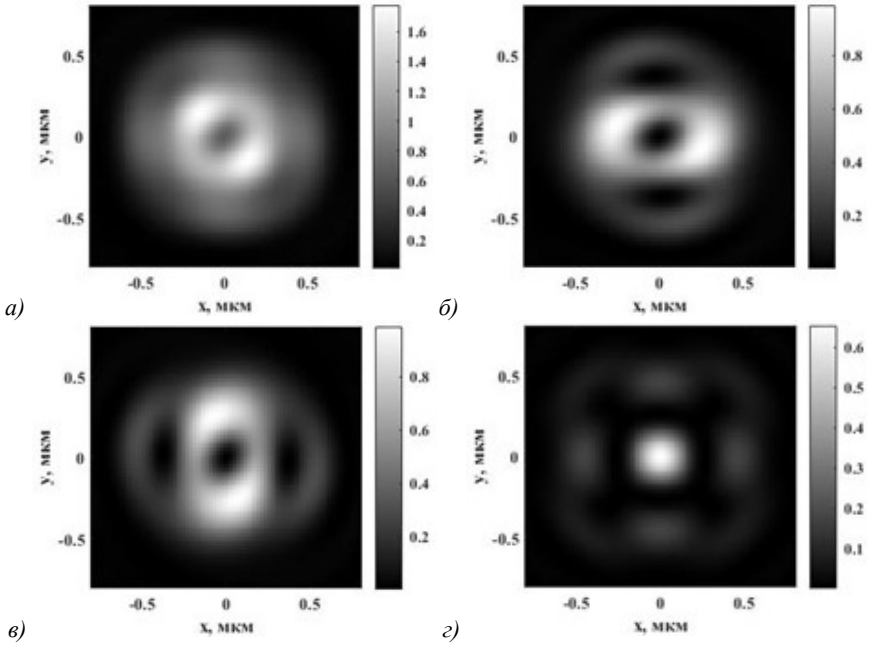


Рис. 3. Полная интенсивность (а) и ее компоненты Ix (б), Iy (в) Iz (г) в фокусе (z = 0) для пучка с n = 2, m = 1

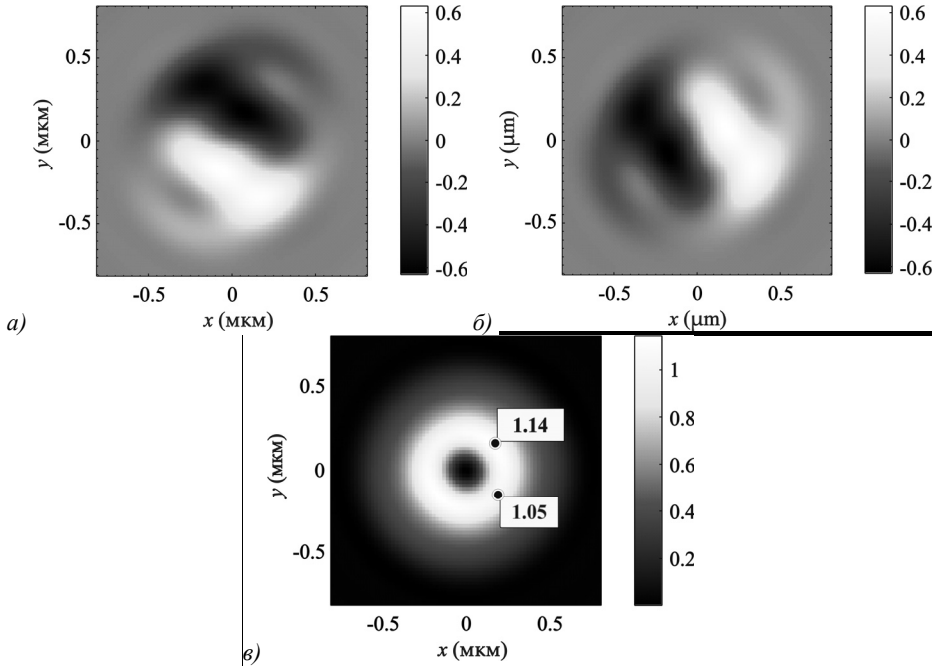


Рис. 4. Компоненты вектора Пойнтинга: (а) Px, (б) Py, (в) Pz для пучка с m = 1, n = 2

Продольная компонента вектора Пойнтинга (5) отвечает за передачу энергии, и ранее в пучках как с однородной поляризацией (линейной или круговой), так и с неоднородной поляризацией (радиальной, азимутальной) вектор Пойнтинга имел центрально-симметричную форму. В то же время из рис. 4*в* видно, что продольная компонента хоть и имеет вид кольцеобразной структуры, однако кольцо слегка асимметрично. Если рассчитать показатель асимметрии как $(Pz,max - Pz,min)/Pz,cp$, где $Pz,max = 1{,}14$ а.е – максимальное значение продольной компоненты вектора Пойнтинга (рис. 4*в*, в точках на кольце, расположенных под углами + 45° и – 135° к оси *x*), $Pz,min = 1{,}05$ а.е – минимальное значение продольной компоненты вектора Пойнтинга на кольце (рис. 4*в*, в точках под углами – 45° и + 135°), $Pz,cp = 1{,}1$ – среднее значение, то он составит приблизительно 8 %. Таким образом, центральная симметрия сохраняется, но радиальная симметрия исчезает. Это наблюдение примечательно, поскольку предыдущие исследования сообщали лишь о радиально-симметричном распределении продольной компоненты вектора Пойнтинга в различных пучках, включая оптические вихри, векторные пучки и гибридно-поляризованные пучки без вихрей. Наблюдаемая фокальная асимметрия напрямую коррелирует с асимметрией исходного пучка (3), состояние поляризации которого непрерывно изменяется от линейной к круговой и обратно к линейной. Чисто линейная поляризация наблюдается вдоль осей *x* и *y* ($\varphi = 0°$, 90°, 180°, 270°), тогда как правая круговая поляризация наблюдается при $\varphi = 45°$ и – 135°, а левая круговая – при $\varphi = 135°$ и – 45°. То есть области с увеличенным продольным вектором Пойнтинга в остром фокусе (рис. 4*в*) совпадают с зонами правой круговой поляризации в исходном пучке, тогда как области с уменьшенным потоком соответствуют левой круговой поляризации. Это указывает на прямую зависимость усиления или ослабления фокального продольного потока энергии от спиновой составляющей падающего пучка, что можно объяснить спин-орбитальной конверсией. При этом асимметричное распределение интенсивности (рис. 3) является общей особенностью сфокусированных векторных пучков (обычно, когда учитываются векторные эффекты, интенсивность теряет радиальную симметрию, в то время как продольная составляющая вектора Пойнтинга сохраняет ее [25]). Отметим также, что поперечный поток энергии в фокальной плоскости (рис. 4*а*, 4*б*) демонстрирует вращение против часовой стрелки, характерное как для оптических вихрей, так и для круговой поляризации.

Теперь рассмотрим, какие изменения в *Pz* произойдут в результате изменения входных параметров пучка (3). Сначала изменим знак топологического заряда оптического вихря в (3) – рассмотрим фокусировку пучка с противоположным топологическим зарядом $n = -2$, но тем же порядком поляризации $m = 1$. На рис. 5 показан результат фокусировки. Распределение интенсивности показано на рис. 5*а*, а рис. 5*б* показывает распределение продольной компоненты вектора Пойнтинга.

При сравнении рис. 3 – 4 и 5 видно, что общая интенсивность и продольная составляющая вектора Пойнтинга зеркально отражена. На рис. 6 показано влияние увеличения топологического заряда оптического вихря *n* и порядка пучка *m* на результат фокусировки. На рис. 6*а* показана продольная компонента вектора Пойнтинга пучка с топологическим зарядом $n = 3$ и порядком пучка $m = 1$, а на рис. 6*б* для пучка с $m = 2$ и $n = 3$. При увеличении топологического заряда вихря (рис. 6*а*) продольная составляющая вектора Пойнтинга сохраняет асимметричную форму, претерпевая расширение (это обычное поведение для оптических вихрей).

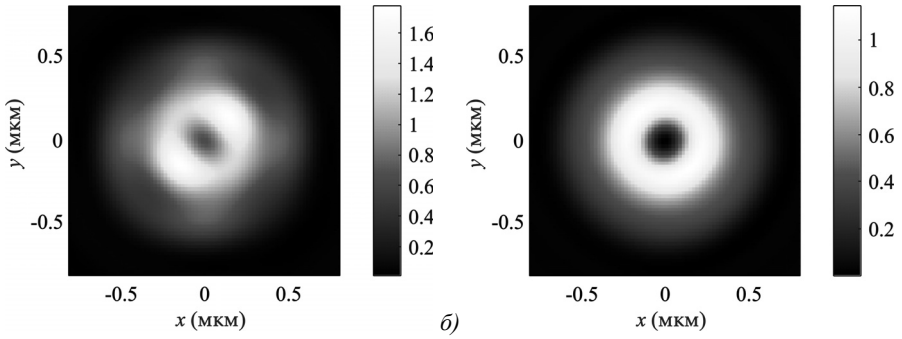


Рис. 5. Полная интенсивность (а) и продольная составляющая вектора Пойнтинга (б) в фокусе (z=0) для пучка с n=-2, m=1

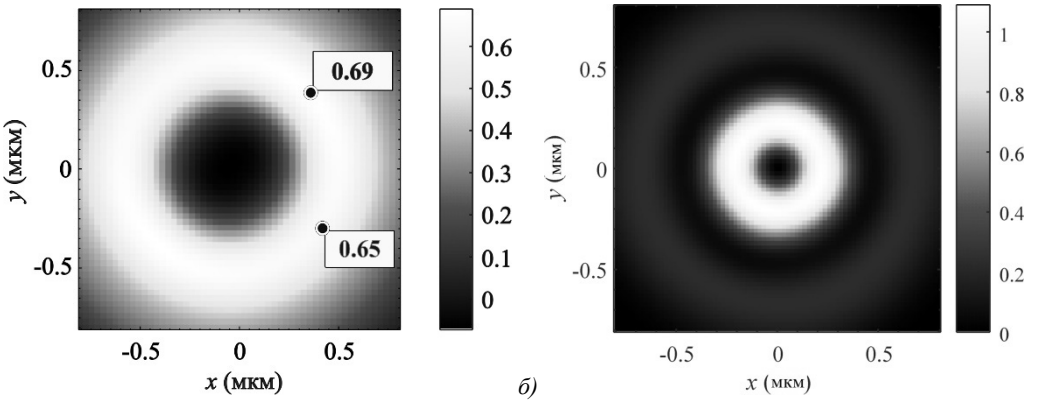


Рис. 6. Продольная компонента вектора Пойнтинга для с m = 1, n = 3(а) и m = 2, n = 3 (б)

При увеличении порядка поляризации (рис. 6*б*) асимметрия сохраняется, но становится почти незаметной (составляет всего 2 %). Теперь имеется восемь точек экстремума: четыре максимума и четыре минимума, что согласуется с большим количеством зон круговой поляризации в исходном пучке (3). Таким образом, из результатов моделирования видно, что с увеличением порядка пучка m количество максимумов и минимумов в распределении продольной составляющей вектора Пойнтинга Pz будет увеличиваться кратно порядку пучка (или, точнее, оно будет равно $4m$).

Заключение

В данной работе проведено теоретическое и численное исследование спиральности гибридных векторных вихревых пучков при острой фокусировке с использованием формализма Ричардса–Вольфа. Было показано, что при фокусировке оптического вихря с гибридной поляризацией интенсивность и плотность спиральности не обладают радиальной симметрией, а имеют центральную симметрию. В отличие от невихревых пучков с гибридной поляризацией, наблюдается асимметрия в зонах с отрицательными и положительными значениями плотности спиральности. Например, для пучка с единичным порядком поляризации и единичным топологическим зарядом максимальные положительные значения плотности спиральности приблизительно равны половине абсолютного значения минимальных отрицательных значений. Такая асимметрия в зонах плотности спиральности ранее не наблюдалась в пучках. Следует отметить, что численно полученные эффекты будут наблюдаться для любого значения числовой апертуры фокусирующей системы. Это означает, в частности, что эти эффекты могут быть экспериментально подтверждены при малых числовых апертурах, например, с помощью поляриметрии Стокса [29]. Также численно было показано, что гибридно-поляризованные оптические вихри демонстрируют асимметричное распределение потока энергии при острой фокусировке. Например, при фокусировке пучка с топологическим зарядом $n = 2$ и порядком пучка $m = 1$ продольная компонента вектора Пойнтинга имеет вид асимметричного кольца, вдоль которого величина продольной компоненты изменяется в пределах 8 %.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке РНФ (грант 25-29-01187).

References

[1] D'Errico A, Maffei M, Piccirillo B, de Lisio C, Cardano F, Marrucci L. Topological features of vector vortex beams perturbed with uniformly polarized light. Scientific Reports 2017; 7: 40195. DOI: 10.1038/srep40195.

[2] Kotlyar VV, Kovalev AA, Zaitsev VD. Inhomogeneously polarized light fields: Polarization singularity indices derived by analogy with the topological charge. Computer Optics 2022; 46(5): 671-681. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1126.

[3] Gao XZ, Pan Y, Zhang GL, Zhao MD, Ren ZC, Tu CG, Li YN, Wang HT. Redistributing the energy flow of tightly focused ellipticity-variant vector optical fields. Photonics Research 2017; 5(6): 640-648. DOI: 10.1364/PRJ.5.000640.
[4] Kotlyar VV, Stafeev SS, Zaitsev VD, Telegin AM. Poincaré beams at the sharp focus: Inseparability, radial spin Hall effect, and reverse energy flow. Photonics 2022; 9(12): 969. DOI: 10.3390/photonics9120969.
[5] Chen J, Wan C, Zhan Q. Engineering photonic angular momentum with structured light: A review. Advanced Photonics 2021; 3(6): 064001. DOI: 10.1117/1.AP.3.6.064001.
[6] Qiu CW, Palima D, Novitsky A, Gao D. Engineering light-matter interaction for emerging optical manipulation applications. Nanophotonics 2014; 3(3): 181-201. DOI: 10.1515/nanoph-2013-0055.
[7] Kotlyar VV, Stafeev SS, Kovalev AA, Zaitsev VD. Focusing a cylindrical vector beam and the Hall effect. Computer Optics 2024; 48(1): 47-52. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1356.
[8] Kotlyar VV, Stafeev SS, Zaitsev VD. Sharp focusing of on-axis superposition of a high-order cylindrical vector beam and a beam with linear polarization. Computer Optics 2023; 47(1): 5-15. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1165.
[9] Lapin BP, Aliyeva SS, Yavorsky MA, Alexeyev CN. Optical vortices in add-drop filters. Computer Optics 2025; 49(3): 378-382. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1561.
[10] Lyu Y, Man Z, Zhao R, Meng P, Zhang W, Ge X, Fu S. Hybrid polarization induced transverse energy flow. Optics Communications 2021; 485: 126704. DOI: 10.1016/j.optcom.2020.126704.
[11] Wang XL, Li Y, Chen J, Guo CS, Ding J, Wang HT. A new type of vector fields with hybrid states of polarization. Optics Express 2010; 18(10): 10786-10795. DOI: 10.1364/OE.18.010786.
[12] Lerman GM, Stern L, Levy U. Generation and tight focusing of hybridly polarized vector beams. Optics Express 2010; 18(26): 27650-27657. DOI: 10.1364/OE.18.027650.
[13] Hu K, Chen Z, Pu J. Tight focusing properties of hybridly polarized vector beams. Journal of the Optical Society of America A 2012; 29(6): 1099-1104. DOI: 10.1364/JOSAA.29.001099.
[14] Ji K, Qin Y, Liu X, Zheng H, Ren H, Hu Y. Tight focusing of the centrosymmetric shape of hybrid polarized beams by adjustable multi-vortex phases. Laser Physics 2021; 31(4): 045001. DOI: 10.1088/1555-6611/abe7db.
[15] Khonina SN. Vortex beams with high-order cylindrical polarization: Features of focal distributions. Applied Physics B 2019; 125: 100. DOI: 10.1007/s00340-019-7212-1.
[16] Stafeev SS, Zaitsev VD, Kotlyar VV. Sharp focusing of a hybridly polarized optical vortex. Computer Optics 2024; 48(5): 655-661. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1496.
[17] Chen S, Zhou X, Liu Y, Ling X, Luo H, Wen S. Generation of arbitrary cylindrical vector beams on the higher-order Poincaré sphere. Optics Letters 2014; 39(18): 5274-5276. DOI: 10.1364/OL.39.005274.
[18] Angelsky O, Mokhun I, Bekshaev A, Zenkova C, Zheng J. Polarization singularities: Topological and dynamical aspects. Frontiers in Physics 2023; 11: 1147788. DOI: 10.3389/fphy.2023.1147788.
[19] Dennis MR, O'Holleran K, Padgett MJ. Singular optics: Optical vortices and polarization singularities. Progress in Optics 2009; 53: 293-363. DOI: 10.1016/S0079-6638(08)00205-9.
[20] Panin DN, Osipov OV. Inhomogeneous chiral metamaterials: Optical wave reflection analysis with regard to the dispersion of material parameters. Computer Optics 2024; 48(6): 809-815. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1443.
[21] Babiker M, Yuan J, Koksal K, Lembessis VE. The super-chirality of vector twisted light. Optics Communications 2024; 554: 130185. DOI: 10.1016/j.optcom.2023.130185.
[22] Forbes KA. Comment on M. Babiker, J. Yuan, K. Koksal, and V. Lembessis, Optics Communications 554, 130185 (2024). Optics Communications 2024; 561: 130499. DOI: 10.1016/j.optcom.2024.130499.
[23] Stafeev SS, Zaitsev VD, Kotlyar VV. Helicity density of higher-order Poincaré beams in tight focus. Optics Communications 2025; 583: 131803. DOI: 10.1016/j.optcom.2025.131803.
[24] Holmes BM, Galvez EJ. Poincaré Bessel beams: Structure and propagation. Journal of Optics 2019; 21(10): 104001. DOI: 10.1088/2040-8986/ab3d7d.
[25] Richards B, Wolf E. Electromagnetic diffraction in optical systems. II. Structure of the image field in an aplanatic system. Proceedings of the Royal Society A 1959; 253(1274): 358-379. DOI: 10.1098/rspa.1959.0200.
[26] Kotlyar VV, Stafeev SS, Kozlova ES, Nalimov AG. Spin-orbital conversion of a strongly focused light wave with high-order cylindrical-circular polarization. Sensors 2021; 21(19): 6424. DOI: 10.3390/s21196424.
[27] Abujetas DR, Sánchez-Gil JA. Spin angular momentum of guided light induced by transverse confinement and intrinsic helicity. ACS Photonics 2020; 7(2): 534-545. DOI: 10.1021/acsphotonics.9b01493.
[28] Kovalev A, Kotlyar V, Telegin A. Optical helicity of light in the tight focus. Photonics 2023; 10(7): 719. DOI: 10.3390/photonics10070719.
[29] Singh K, Tabebordbar N, Forbes A, Dudley A. Digital Stokes polarimetry and its application to structured light: Tutorial. Journal of the Optical Society of America A 2020; 37(11): C33-C44. DOI: 10.1364/JOSAA.397912.

Сведения об авторах

Зайцев Владислав Дмитриевич, 1991 года рождения. В 2020 году окончил магистратуру Самарского государственного университета имени академика С.П. Королёва по специальности «Прикладные математика и физика». Кандидат физико-математических наук с 2024 года. Область научных интересов: дифракционная оптика, метод конечных элементов, диэлектрики. E-mail: *zaicev-vlad@yandex.ru* ORCID: 0000-0002-1243-8208

Стафеев Сергей Сергеевич, 1985 года рождения. В 2009 году окончил Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва – СГАУ по специальности «Прикладные математика и физика». Доктор физико-математических наук с 2023 года. Старший научный сотрудник

лаборатории лазерных измерений Отделения «Институт систем обработки изображений – Самара» Курчатовского комплекса кристаллографии и фотоники федерального государственного бюджетного учреждения «Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт"». Область научных интересов: дифракционная оптика, неоднородная поляризация, острая фокусировка. E-mail: sergey.stafeev@gmail.com ORCID: 0000-0002-7008-8007

Козлова Елена Сергеевна, 1989 года рождения. В 2011 году окончила Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва – СГАУ по специальности «Прикладные математика и информатика». Кандидат физико-математических наук с 2014 года. Научный сотрудник лаборатории лазерных измерений ИСОИ РАН – филиала ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН и по совместительству ассистент кафедры технической кибернетики Самарского университета. Область научных интересов: дифракционная оптика, численные методы. E-mail: kozlova.elena.s@gmail.com

Поступила в редакцию 24 февраля 2026 г. *Окончательный вариант – 02 июля 2026 г.*

Asymmetry of hybrid-polarized beams in the sharp focus

V.D. Zaitsev [1], S.S. Stafeev [1], E. S. Kozlova [1]
[1] Samara National Research University, 443086, Samara, Russia, Moskovskoye Shosse 34

Abstract

In this paper, using the Richards-Wolf formalism, we investigate the helicity density and Poynting vector of hybrid vector vortex beams, which are beams with various combinations of topological charges (vortex orders) and polarization orders. It is shown that when focusing an optical vortex with hybrid polarization, neither the intensity nor helicity density exhibit radial symmetry, while showing central symmetry. Unlike non-vortex beams with hybrid polarization, asymmetry is observed in the zones with negative and positive helicity density values. For example, for a beam with a unit polarization order and a unit topological charge, the maximum positive helicity density values are approximately equal to half the absolute value of the minimum negative values. Such asymmetry in the helicity density zones has not previously been observed in the beams. Also, as a result of the study of hybrid vector vortex beams, it is shown that the longitudinal component of the Poynting vector exhibits a pronounced azimuthal asymmetry, indicating an asymmetric longitudinal energy flow in the focal region.

Keywords: optical vortices, hybrid polarization, Richards–Wolf equations, tight focusing of light.

Citation: Zaitsev VD, Stafeev SS, Kozlova ES. Asymmetry of hybrid-polarized beams in the sharp focus. Computer Optics 2026; 50(5): 1977. doi: 10.18287/COJ1977.

Acknowledgements: The work was financially supported by the Russian Science Foundation under grant No. 25-29-01187.

About authors

Vladislav Dmitrievich Zaitsev (b. 1991) received Master's degree in Applied Mathematics and Physics in Samara State University (2020). PhD in mathematics and physics since 2024. Research interests are diffraction optics, finite element method, dielectrics. E-mail: *zaicev-vlad@yandex.ru*

Sergey Sergeevich Stafeev (b. 1985) received Master's degree in Applied Mathematics and Physics in Samara State Aerospace University (2009). He received his PhD in 2012. He is researcher of Laser Measurements laboratory at the Image Processing Systems Institute, NRC "Kurchatov Institute". Scientific interests: diffractive optics, non-uniform polarization, tight focusing. E-mail: *sergey.stafeev@gmail.com* ORCID: 0000-0002-7008-8007.

Elena Sergeevna Kozlova (b. 1989) received Master's degree in Applied Mathematics and Informatics in Samara State Aerospace University (2011). She received her PhD in 2014. She is researcher of Laser Measurements laboratory at the Image Processing Systems Institute - Branch of the Federal Scientific Research Centre "Crystallography and Photonics" of Russian Academy of Sciences and assistant of Computer Science department at Samara National Research University. Scientific interests: diffractive optics, FDTD method, near-field optics. E-mail: *kozlova.elena.s@gmail.com*

Received on February 24, 2026. *The final version – July 02, 2026.*